



TITLE:

超音波吸収(II.各報告者のレポート
,基研「二次相転移及び不可逆過程
の基礎理論研究会」報告)

AUTHOR(S):

谷, 憲輔

CITATION:

谷, 憲輔. 超音波吸収(II.各報告者のレポート,基研「二次相転移及び不可逆過程の基礎理論研究会」報告). 物性研究 1965, 3(6): 432-433

ISSUE DATE:

1965-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/85683>

RIGHT:

二次相転移・不可逆過程

$p=1$ なら $K \rightarrow K_0$ で $dL/dK \sim \text{finite}$ で $d\langle \sigma \mu \rangle / dL \rightarrow \infty$ (対数的) であるが、 $\frac{1}{2} < p < 1$ で、 $dL/dK \rightarrow \infty$ で ($d\langle \sigma \mu \rangle / dK$ は対数無限である) ∞/∞ で有限でその高さは $(1-p)$ に反比例する。この点の切線の傾きは垂直で、とがった点であるようだ。また A 格子点だけの格子気体と考えて、圧力 P は、 $P(2N)/kT = \log Z$ として、 $P - p^{-1} = v$ 図をかくと、有限の長さの水平部分はなく、ある点で水平であるかのようである。

dP/dp の計算はまだしていないのでこれについてはまたの機会にする。

超音波吸収

谷 憲 輔

反強磁性体の相転移点近傍の超音波吸収は、二次相転移を起こす系の異常が、接触系にも著るしい影響を及ぼす場合の恰好の一例である。交換相互作用の大きさがスピンを荷う原子の振動によつて変化することから生ずるスピン・フォノン相互作用を採ると、波数 k の音波減衰常数 α_k は、ノーマルモード k に働らくランダムな力 $\propto \alpha_k$ の時間相関を用いて

$$\alpha_k = (d \ln J(\rho) / d \rho) k^2 / 2NM C \cdot \text{Re} \int_0^\infty (a_k(t), a_k^*) \exp(-i\omega_k t) dt \quad (1)$$

$$\alpha_k = k^{-1} \sum_{\langle ij \rangle} (\vec{k} \cdot \vec{R}_{ij}^0 / k R_{ij}^0) e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_{ij}^0} [1 - e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_{ij}^0}] J_{ij} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) \quad (2)$$

と表わせる。ここに； $(A, B) = \int_0^\beta \langle e^{\lambda H_A} e^{-\lambda H_B} \rangle d\lambda - \beta \langle A \rangle \langle B \rangle$, R_i^0 は i 番目のスピンの平衡位置， ρ は nearest-neighbour distance, c は音速である。

(1) より $(a_k(t), a_k^*)$ の time decay form が α_k の温度，波数依存性を決めることが判るが、その為二次及び四次のモーメントを比べると、 $k[1, 1, 1]$ として、① 高温領域でガウス型 ② T_N 近傍でローレンツ型が期待される。

その物理的根拠は：①ではスピンがばらばらになつて了うが、 $(\vec{k} \cdot \vec{R}_{ij}^0 / k R_{ij}^0)$ の為に $ka \ll 1$ でも a_k は exchange エネルギーに比例せず、従つて kinematical slowing down を起さぬこと、②では (a_k, a_k^*) がスピン系の critical fluctuation によつて異常に増大し thermodynamic slowing down を惹起すること；による。①②の場合共 a_k は k^2 に比例する。 T_N 近傍及び高温領域の或る温度 (T_∞) での a の比は、 MnF_2 を例にとると、

$$a_{T_N}/a_{T_\infty} \cong \frac{50}{9\pi^2} \sqrt{\frac{1637}{1200}} \frac{T_\infty}{T-T_N} \quad (3)$$

と求められる anisotropy エネルギーを考慮すれば $T \rightarrow T_N$ での発散は押えられる。(3)では高温側の a に a_{T_∞} 即ち high temp limit の値を代入したのでローレンツ型の $(T-T_N)^{-1}$ があらわに顔を出したが、高温側の一般の温度で a は $(T-T_N)^{-3/2}$ に比例する singularity を示す。

k の $[1, 0, 0]$, $[1, 1, 0]$ 方向に対しては、 $(a_k(t), a_k^*)$ をガウス型 or ローレンツ型にするかにより a の T -依存性のみならず k -依存性も k or k^2 と異つてくる。とも角 $(a_k(t), a_k^*)$ の decay form が敏感に a の T, k -依存性に反映する。連分数法 (cf. Mori) を用いると $(a_k(t), a_k^*)$ の decay form を決める要なく簡単に求まり、実は全温度領域で a は (3) と同じ、即ち $(a^*(t), a)$ をローレンツ型 decay としたと同じ、 $(T-T_N)^{-1}$ type の singularity を示すことが判る。

磁性体の電気抵抗

萬 成 勲

強磁性体に $s-d$ 相互作用モデルを採用した場合の電気抵抗は Kasuya¹⁾ の他によつて計算されていて、定性的には実験結果と一致している。しかし定量的にはいくつかの点が残されている。例えば $s-d$ 相互作用モデルが比